

激光基础

• 徐启阳 编 •



华中科技大学出版社

激 光 基 础
徐启阳 编
责任编辑 常江南

*

华中工学院出版社出版发行

(武昌喻家山)

新华书店湖北发行所经销

华中工学院出版社沔阳印刷厂印刷

*

开本: 787×1092 1/16 印张: 15.75 字数: 363 000

1987年9月第1版 1987年9月第1次印刷

印数: 1-1 000

ISBN 7-5609-0039-9/TB·2

统一书号: 15255-099

定价: 2.66 元

内 容 提 要

本书内容分为两大部分：第一部分(一至四章)，主要讲授激光的基础知识和基本原理。第二部分(五至八章)讲授实际常用的典型激光器、基本技术及激光应用的物理特性。每章末附有少量习题，可供练习选用。

本书可作为高等院校非激光专业(如光学仪器、应用光学、应用物理、半导体技术、红外技术、无线电、电子机械、金属材料、铸造、锻压、化工、造船、机制等)的试用教材或教学参考书，也可作为有关行业开展激光研究和应用的科技人员的参考用书。

前 言

激光是以原子物理、量子理论、光学和电子学为基础，并在科学技术和国防现代化等发展的需要下，于六十年代初兴起的一门新兴学科，自一九六〇年第一台激光器问世以后，发展很迅速。激光具有亮度高，方向性、单色性和相干性好的特点，因而广泛应用于国民经济、国防建设、科学研究和医疗卫生之中，并产生了巨大的经济效益。激光同半导体、集成电路和计算机等技术一样，对当代科学技术发展有重要的影响和作用，激光的发展和广泛应用是新技术革命浪潮的重要标志之一。

激光加工包括激光热处理、切割、焊接、微调、刻划、打孔……，有的已完全取代了老工艺，有的在生产中已取得一定成效，另一些项目还处于探索发展阶段。光纤通信已进入实用阶段。新兴的光盘存储技术已由实验室转向实用阶段，其存储密度达 $10^8 \sim 10^9$ 比特/英寸²，比最好的磁盘存储量高100倍，费用却低两个数量级。光盘数据的存储寿命比磁盘增长了五倍。自1975年以来，国外采用激光传真装置，其传真速率比原有工业传真机快十多倍，每四秒钟即可传送一整张报纸。印刷行业采用激光制版，并以卫星通信联接，可同时在各地制出同样的印版。与计算机联用的高速激光打印机，已能同时打印多国文字、数字、图表，打印速度比机械式打印机快10~20倍。激光技术已广泛用于医疗，现已不仅能用于治疗，而且可作诊断、检查和测量的工具，已为成千上万的病人治愈了各种疾病。激光制导的“灵巧炸弹”和军用激光测距仪已在现代战争中实用，并发挥了惊人的效能。激光模拟器已成为许多国家部队训练必备的装备。激光分离铀同位素近几年进展显著，高能激光武器一直是美苏两国竞相发展的重点，激光核聚变的研究正在许多国家开展。激光化学是一大应用领域，今后十年左右是激光化学从实验室推向工业应用的关键。激光技术的发展还派生诸如非线性光学、激光光谱学、激光化学、激光生物学等新的学科分支和边缘学科，它们的发展将促进激光技术更进一步发展，并将在探索遗传奥秘、视觉作用过程、光合作用研究、人造食品技术和创造新兴激光化学工业等方面取得重要突破。激光技术已成为科学研究的独特手段，并将引起某些基础科学的变革。目前激光频率稳定度已达 $10^{-14} \sim 10^{-15}$ 量级，激光脉冲宽度已压缩到 10^{-14} 秒。利用激光已成为当前研究快速瞬变过程和超精细物质结构的唯一方法；用激光测定光速，其精度可提高一个数量级。利用激光统一时间、长度和频率基准将使物理学出现新面貌。

由此可见，激光作为一门新技术，问世二十六年，就显示了广阔的应用前景和生命力，这在技术史上是不多见的，这正是引起世界各国足够重视发展激光技术的原因所在。

为了适应当前正在蕴酿着的一场新技术革命的形势和我国四个现代化的需要，我们有责任学习、掌握好激光的理论和技術，为大力发展和推广应用激光科学技术作出贡献。

本书是在多年教学实践和原编教材的基础上，按电子工业部教材编审工作会议决定的《激光》（非激光专业）编写计划和教学大纲（60学时）编写的，并经华中工学院兰信钜副教授主审。华中工学院李又生副教授对本书的出版给予了帮助。

本书取材是否适当，编排是否合理，以及书中错误和不妥之处，热切地希望读者予以指正。

编者 1986.10

目 录

第一章 光的量子性	(1)
§ 1-1 黑体辐射和普朗克公式.....	(1)
§ 1-2 光量子理论.....	(6)
§ 1-3 辐射理论.....	(8)
§ 1-4 激光的形成.....	(14)
第二章 光学谐振腔	(19)
§ 2-1 光学谐振腔的几何描述.....	(19)
§ 2-2 开式谐振腔的模.....	(24)
§ 2-3 球面腔中的高斯光束.....	(29)
§ 2-4 高斯光束的变换和传输.....	(37)
§ 2-5 光学谐振腔的损耗.....	(45)
§ 2-6 非稳腔.....	(49)
第三章 辐射与物质的相互作用	(54)
§ 3-1 谱线加宽和线型函数.....	(55)
§ 3-2 自然加宽和碰撞加宽.....	(57)
§ 3-3 多普勒加宽.....	(61)
§ 3-4 均匀、非均匀加宽和综合加宽.....	(65)
§ 3-5 介质对光的增益.....	(68)
§ 3-6 增益饱和.....	(70)
第四章 激光振荡理论	(77)
§ 4-1 激光振荡和放大.....	(77)
§ 4-2 速率方程.....	(79)
§ 4-3 连续激光器的振荡.....	(81)
§ 4-4 兰姆凹陷.....	(85)
§ 4-5 连续激光器输出功率及最佳输出耦合.....	(88)
§ 4-6 激光器的多纵模振荡.....	(91)
§ 4-7 频率牵引.....	(94)
§ 4-8 激光器的线宽极限.....	(96)
§ 4-9 脉冲激光器运行特性简介.....	(98)
第五章 激光器	(108)
§ 5-1 激光器分类.....	(108)
§ 5-2 固体激光器.....	(109)
§ 5-3 气体激光器.....	(118)
§ 5-4 染料激光器.....	(135)
§ 5-5 半导体激光器.....	(139)
第六章 激光基本技术	(146)
§ 6-1 电光效应和声光效应.....	(146)
§ 6-2 激光束的调制.....	(151)
§ 6-3 巨脉冲激光器和调Q技术.....	(155)
§ 6-4 锁模技术.....	(162)

§ 6-5 模式选择·····	(164)
§ 6-6 稳频技术·····	(168)
§ 6-7 激光放大器·····	(173)
第七章 非线性光学 ·····	(179)
§ 7-1 引言·····	(179)
§ 7-2 介质的非线性极化·····	(180)
§ 7-3 非线性介质中波的耦合方程·····	(181)
§ 7-4 光倍频——二次谐波的产生 (SHG) ·····	(183)
§ 7-5 参量放大与振荡·····	(188)
§ 7-6 自发与受激散射·····	(190)
§ 7-7 受激喇曼散射 (SRS)·····	(193)
§ 7-8 影响非线性光学现象的重要因素·····	(196)
第八章 激光应用的物理基础 ·····	(199)
§ 8-1 激光束单色性·····	(199)
§ 8-2 激光束相干性·····	(200)
§ 8-3 激光束方向性·····	(206)
§ 8-4 激光束亮度·····	(210)
§ 8-5 激光加工 ·····	(211)
§ 8-6 激光全息干涉计量·····	(218)
§ 8-7 光通信·····	(225)
§ 8-8 光盘存贮·····	(230)
§ 8-9 光纤传感器·····	(240)
附录：常用物理量及变换公式 ·····	(243)

第一章 光的量子性

激光器是六十年代初出现的一种新颖光源。激光是原子系统在受激辐射放大过程中产生的一种具有高亮度的相干光。或者说，它是原子系统在发光过程中受激辐射占优势的光辐射。由于激光产生的机理与普通光截然不同，这就决定了它具有一系列优异的特性。

激光理论是在原子物理、量子力学、光学和电子学等学科发展的基础上产生的。长期以来，人们一直在探索实现光频段相干辐射的新途径。其中，人们已经认识到利用原子能态改变的受激辐射来获得相干光频辐射的可能性。1954年微波量子放大器研制成功；1958年从理论上阐明了利用原子的受激辐射产生相干光的技术途径；1960年第一台红宝石激光器问世。之后，相继出现各种类型的激光器。激光的出现，从根本上突破了一般光学的局限性，从而引起了各种光学应用技术的迅速发展，也使人们对光频相干电磁辐射的产生、控制和应用的 认识达到了一个新的阶段。

本章首先通过对黑体辐射的辐射特性和实验结果引出光量子学说，进而介绍原子的能级、光的自发辐射、受激辐射和吸收、玻尔兹曼分布律及粒子数反转分布、激光的形成及其特点等基本概念，这些都是分析激光产生机理的物理基础。

§ 1-1 黑体辐射和普朗克公式

十七世纪产生的光的波动说能很好地解释许多光学现象（如光的干涉、衍射、偏振等），进而人们认识到光是一种电磁波。但是到二十世纪初，人们发现有些实验事实（如热辐射、光电效应等）却与光的波动说相矛盾，于是又提出了光的量子说。光的量子说可以完满地解释一些现象，由此，人们对光的本性的认识又进了一步。

一、热辐射

我们从日常生活中知道，一个物体（固体或液体）在一定温度下，能向四周放射热量，这种现象叫做热辐射。热辐射是物体发射光能的一种形式。当温度不太高时发红光，随着温度的升高颜色由红逐渐变成橙红，乃至白色。太阳光、白炽灯、氙灯等发光都属于热辐射。

实验证明：对一定的物体来说，它在热辐射过程中，在一定时间内发出的辐射能量以及按波长的分布都和它的温度有关。因此，定义物体在单位面积表面发射的、波长在 λ 到 $\lambda + d\lambda$ 范围内的辐射能量为：

$$dE_{\lambda} = e(\lambda, T) d\lambda,$$

式中， $e(\lambda, T)$ 称为物体的辐射本领，不同的物体，其 $e(\lambda, T)$ 的量值是不同的。当辐射能射到物体的表面时，一部分能量被物体吸收，另一部分能量从表面上反射（如果物体是透明的，还有一部分能量被透射）。被吸收的能量与入射总能量的比称为该物体的吸收系数；

被反射的能量与入射总能量的比称为该物体的反射系数。以 $\alpha(\lambda, T)$ 和 $\gamma(\lambda, T)$ 分别表示物体在温度 T 时对于波长在 $\lambda + d\lambda$ 范围内的辐射能的吸收系数和反射系数。对于不同的物体特别是表面情况不同（如粗造程度）的物体，吸收系数和反射系数是不同的。对于一个不透明的物体来说，吸收系数与反射系数的和为 1，即

$$\alpha(\lambda, T) + \gamma(\lambda, T) = 1.$$

如果有一物体，在任何温度下对任何波长的辐射能都能全部吸收，即吸收系数等于 1，这样的物体称为绝对黑体。实际上纯粹的绝对黑体是不存在的，但是我们可以设法得到接近绝对黑体的模型，如采用一个开小孔的密闭容器。

二、普朗克公式

我们考虑一个充满各向同性的均匀电介质的空腔。如果使腔壁保持在恒定的温度 T ，则这个腔将以电磁辐射的形式连续发射能量。因而，在电介质内部将不断形成某种能量的平衡分布。其平衡的条件是：腔壁能量的发射率和吸收率相等。我们可引入能量密度这个量来描述这种状态。所谓能量密度是指腔内单位体积中所含有的各种波长辐射能量之总和。由于我们处理的是电磁辐射，因而能量密度可以用熟知的麦克斯韦电磁场理论表示为电场 $E(t)$ 和磁场 $H(t)$ 的函数：

$$\rho = \frac{1}{2} \epsilon E^2(t) + \frac{1}{2} \mu H^2(t), \tag{1.1-1}$$

其中， ϵ 和 μ 分别是腔内介电常数和磁导率。

因为辐射场是由不同频率的电磁辐射组成的，故可用光谱能量密度 ρ_ν 表示黑体辐射的光谱能量分布，且 ρ_ν 是频率 ν 的函数。 ρ_ν 定义为：单位体积中频率在 ν 至 $\nu + d\nu$ 范围内单位频率间隔中的辐射能量。显然， ρ 和 ρ_ν 的关系为：

$$\rho = \int_0^\infty \rho_\nu d\nu. \tag{1.1-1a}$$

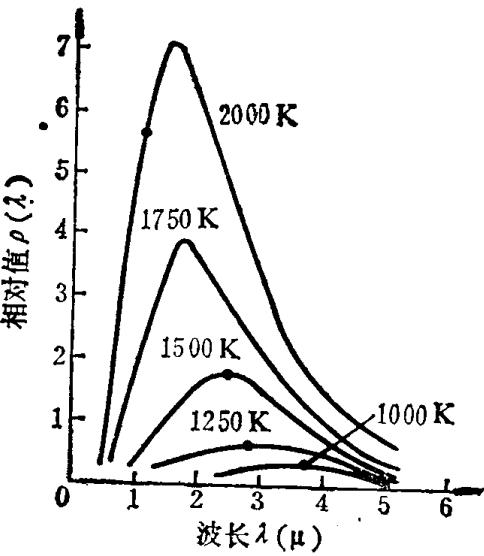


图1-1 黑体辐射谱线

实验证明，黑体辐射光谱能量分布 ρ_ν 即腔壁的性质和腔的形状无关，而只与频率 ν 和腔的温度 T 有关，如图1-1所示。

由此图可看出，图上曲线有如下特征：

- (1) 对一定温度 T ，曲线形状是确定的。
- (2) 每一条曲线底下的面积，即包括一切波长 λ 的辐射能量密度 $\rho_\nu(\lambda, T)$ 的积分，与绝对温度 T^4 成正比：

$$\int_0^\infty \rho_\nu(\lambda) d\lambda = a T^4, \tag{1.1-2}$$

式中， a 为比例常数，且 $a = \frac{4\sigma}{c}$ ； c 是光

速； σ 叫做史丹芬-玻尔兹曼常数。黑体(空

腔小孔表面) 每单位面积 (cm^2) 每秒向 2π 立体角发出的辐射能量

$$e(t) = \sigma T^4, \tag{1.1-3}$$

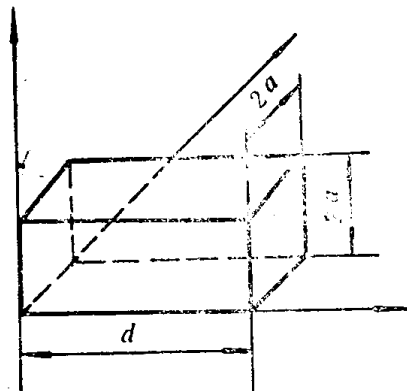
其中, $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot (\text{K})^{-4}$ 。对于太阳, $e(t) = 6.13 \times 10^8 \text{W/cm}^2$, 相应的温度 $T = 5715 \text{K}$ 。

(3) 对应一定温度 T 的 $\rho_v(\lambda)$ 曲线有一最高点, 该点位于 λ_m 处, 而

$$\lambda_m T = \text{常数} = 0.2898 (\text{cm} \cdot \text{K})。 \quad (1.1-4)$$

上式表明: 温度 T 越高, 辐射最强的波长 λ_m 越短, 即从红色光向蓝紫色光移动, 对应于高温物体的颜色由暗红逐渐转向蓝白色。

怎样来解释实验上测得的 $\rho_v(\lambda, T)$ 呢? $\rho_v(\lambda, T)$ 既与一切具体材料及空腔细节无关, 应该是平衡态电磁辐射的一种普遍性质的表现。为了从理论上导出黑体辐射的光谱能量密度 $\rho_v(\lambda, T)$, 我们进一步分析空腔内的电磁场分布情况。为简便起见, 我们考虑一个方形腔, 腔壁是理想金属导体, 而腔内充满着均匀的电介质, 见图 1-2 所示。因此这个腔对入射的电磁波会全部反射, 反射波与入射波的相干, 在腔内即形成稳定的驻波。我们先考虑一下腔内可能存在的驻波场的分布, 根据麦克斯韦方程,



电场 $E(x, y, z, t)$ 必须满足波动方程:

图1-2 一个方形腔, 腔壁是温度为 T 的理想导体

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0, \quad (1.1-5)$$

其中, ∇^2 是拉普拉斯算符; c 是在腔内介质中的光速。由于腔体是理想的金属导体, 所以在每面腔壁上, 场都必须满足下述边界条件:

$$E \times n = 0, \quad (1.1-6)$$

其中, n 是所考虑的特定腔壁法线方向的单位矢量。这个条件表明, 在腔壁上电场的切向分量必须为零。

可以用分离变量法求解这个方程。为此, 取

$$E = u(x, y, z) A(t), \quad (1.1-7)$$

再将式 (1.1-7) 代入式 (1.1-5), 则有

$$\nabla^2 u = -k^2 u, \quad (1.1-8a)$$

$$\frac{d^2 A}{dt^2} = -(ck)^2 A, \quad (1.1-8b)$$

这里的 k 是常数。

方程 (1.1-8b) 的通解为:

$$A = A_0 \sin(\omega t + \phi). \quad (1.1-9)$$

其中, A_0 和 ϕ 是任意常数, 而

$$\omega = kc. \quad (1.1-10)$$

(1.1-8a) 方程的边界条件为式 (1.1-6)。我们把 (1.1-7) 式的解称为腔的“模”, 它相当于腔内电磁场的一个驻波波型。满足这种解的腔, 其腔内某点处振动的最大振幅不随时间而变。

可以证明空间部分 $u(x, y, z)$ 对任意的 e_x , e_y 和 e_z 满足方程 (1.1-8a) 的表达式为:

$$u_x = e_x \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z,$$

$$u_y = e_y \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z, \quad (1.1-11)$$

$$u_z = e_z \sin k_x x \sin k_y y \cos k_z z,$$

其中 k_x, k_y, k_z 满足条件

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2. \quad (1.1-12)$$

此外, 在 $x=0$ 、 $y=0$ 和 $z=0$ 三个平面上, 式(1.1-11)已经满足边界条件。如果令其余的腔壁也必须满足条件(1.1-6), 则有

$$\begin{aligned} k_x &= \frac{l \pi}{2a}, \\ k_y &= \frac{m \pi}{2a}, \\ k_z &= \frac{n \pi}{2a}, \end{aligned} \quad (1.1-13)$$

其中 l, m 和 n 为任意正整数。我们可以直接看到它们的物理意义, 即它们表示驻波的模在沿 x, y 和 z 方向上分别具有的节点数目。对于确定的 l, m 和 n 值, k_x, k_y 和 k_z 也就确定。而根据式(1.1-10)和式(1.1-12)模的角频率 ω 也就确定了, 并由下式给出,

$$\omega_{l, m, n}^2 = c^2 \left[\left(\frac{l \pi}{2a} \right)^2 + \left(\frac{m \pi}{2a} \right)^2 + \left(\frac{n \pi}{2a} \right)^2 \right]. \quad (1.1-14)$$

上式清楚表明, 模的频率与指数 l, m 和 n 有关。然而, 因为 e_x, e_y 和 e_z 仍可取任意值, 所以模并没有完全确定。但是麦克斯韦方程提供了电场必须满足的另一个条件, 即

$$\nabla \cdot u = 0,$$

再借助于式(1.1-11), 我们得到:

$$e \cdot k = 0. \quad (1.1-15)$$

在式(1.1-15)中, 已经定义了两个矢量 e 和 k , 它们在 x, y 和 z 轴上的分量分别为 e_x, e_y 和 e_z 以及 k_x, k_y 和 k_z 。因此, 等式(1.1-15)表明, 在 e_x, e_y 和 e_z 三个量中只有两个量是独立的。事实上, 只要确定了 l, m 和 n (亦即确定了 k)以后, 矢量 e 也就被限制在垂直于 k 的平面上了。在此平面上, 矢量 e 只有两个自由度可供选择, 因而也只可能有两个模。而在这个平面中的其他矢量实际上都可以通过已选定的两个矢量的线性组合来计算。

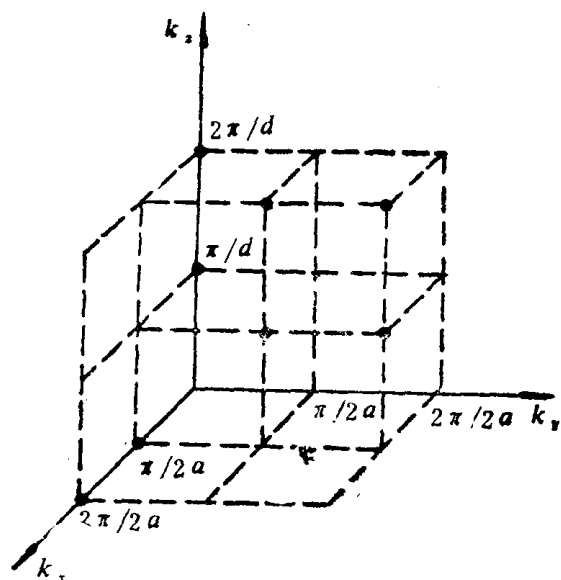


图1-3 腔振荡模密度示意图

现在我们来计算腔内频率在 0 和 ν 之间的谐振模的数目 N_ν , 也就是波矢 k 值在 0 和 $\frac{2\pi\nu}{c}$ 之间的那些模的数目。由式(1.1-13)看

出, 在 k_x, k_y 和 k_z 坐标系中, k 的可能值由一些矢量所确定, 这些矢量连接图1-3中原点和三维点阵的节点。显然, 在这些节点与 k 的可能值之间有一一对应的关系。然而, 因为 k_x, k_y 和 k_z 都是正值, 所以只计算处在第一象限中的点。 k 值处于 0 和 $\frac{2\pi\nu}{c}$ 之间的点的数目

等于以原点为中心, 以 $\frac{2\pi\nu}{c}$ 为半径的球的体

积与边长为 $\frac{\pi}{2a}$, $\frac{\pi}{2a}$ 和 $\frac{\pi}{d}$ 的单元体积之比的八分之一。因每个 k 值有两个可能的模, 故有

$$N_\nu = 2 \cdot \frac{\frac{1}{8} \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \left(\frac{2\pi\nu}{c} \right)^3}{\frac{\pi}{2a} \cdot \frac{\pi}{2a} \cdot \frac{\pi}{d}} = \frac{8\pi\nu^3}{3c^3} V, \quad (1.1-16)$$

其中, V 是腔的总体积。如果定义 $p(\nu)$ 是每单位体积和单位频率间隔中模的数目, 则有

$$p(\nu) = \frac{1}{V} \cdot \frac{dN_\nu}{d\nu} = \frac{8\pi\nu^3}{c^3}. \quad (1.1-17)$$

由以上分析可见, 腔中的模表示的是一个具有确定频率、偏振方向和传播方向的驻波波型, 即为一个谐振动的方式。

现在我们计算腔内各个谐振模的平均能量。为此, 假定腔壁的温度为 T 。按照玻尔兹曼统计分布, 每一腔模其能量处在 E 和 $E + dE$ 之间的几率 dp 可表为:

$$dp = C \exp\left[-\left(\frac{E}{kT}\right)\right] dE,$$

其中, C 是归一化常数, k 是玻尔兹曼常数 ($= 1.38 \times 10^{-23}$ 焦耳/度)。假定能量是连续分布的, 则模的平均能量 $\langle E \rangle$ 由下式给出:

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^\infty E \exp\left[-\left(\frac{E}{kT}\right)\right] dE}{\int_0^\infty \exp\left[-\left(\frac{E}{kT}\right)\right] dE} = kT. \quad (1.1-18)$$

于是, 将每个模的平均能量 $\langle E \rangle$ 乘以单位体积、单位频率间隔中模的数目 $p(\nu)$, 就得到能量密度, 其值为:

$$\rho_\nu = \left(\frac{8\pi\nu^3}{c^3}\right) kT. \quad (1.1-19)$$

这就是瑞利-琼斯辐射公式。但实验结果只在长波段时与此公式相符, 而在短波段时则完全不符。因为将式(1.1-19)对全部频率积分, 会得出一个无限大的总能量密度 ρ , 即式(1.1-1a), 显然, 它是荒谬的。然而式(1.1-19)又确实代表着早先经典理论的结果。

1900年, 普朗克摒弃了经典物理学中“能量均分原理”, 提出了能量量子化的假说: 辐射电磁波的谐振子(带电粒子)只能处在某些特定状态, 在这些状态中, 它们的能量是最小能量的整数倍, 即为

$$E, 2E, 3E, \dots, nE \quad (n \text{ 为整数}).$$

而振动频率为 ν 的谐振子的最小能量为:

$$E = h\nu.$$

振子在辐射或吸收能量时, 谐振子只能从一个状态跳变到另一个状态, 而能量不是连续变化的, 它发射或吸收电磁波的过程也不是连续的。

根据这个假说, 模的平均能量是:

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu \exp\left[-\left(\frac{nh\nu}{kT}\right)\right]}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{nh\nu}{kT}\right)\right]} = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (1.1-20)$$

这个公式与经典表达式 (1.1-18) 不同。显然, 当 $h\nu \rightarrow 0$ 时, 式 (1.1-20) 即化为式 (1.1-18)。由式 (1.1-17) 和式 (1.1-20), 便可得到黑体辐射光谱能量密度 ρ_ν 的普朗克公式:

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (1.1-21)$$

如果取 h 值为 6.62×10^{-34} 焦耳·秒, 则公式与实验结果完全一致。

最后, 可以指出比值

$$\langle q \rangle = \frac{\langle E \rangle}{h\nu} = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (1.1-22)$$

是各个模的平均光子数或称为光子简并度。如果我们考虑的频率处在光频区 (4×10^{14} 赫), 则 $h\nu = 1$ 电子伏特。当 $T = 300\text{K}$ 时, 有 $kT = \frac{1}{40}$ 电子伏特, 因而从式 (1.1-22) 得出 $\langle q \rangle = \exp(-40)$ 。由此看出, 对于在室温下的黑体辐射, 每个模的平均光子数远小于 1。

§ 1-2 光量子理论

一、光电效应

在一系列新的深入到微观领域的实验面前, 经典电磁波理论遇到巨大困难, 光电效应是最明显的例子。光照射到金属体上, 金属中的电子吸收光能而从金属表面逸出现象叫做光电效应。光电效应实验结果表明:

(1) 每种金属都有一个确定的截止频率 ν_0 , 当入射光的频率 ν 低于截止频率 ν_0 时, 不论入射光多么强, 照射时间多么长, 都不能从金属中释放出电子;

(2) 对于频率高于截止频率的入射光, 从金属中释放出的电子的初动能与入射光的强度无关, 却与光的频率有关。频率增高, 释放出的电子的初动能随之线性增加。

(3) 对于频率高于截止频率的入射光, 即使非常微弱, 一旦照射金属, 也能使金属立即释放出电子, 滞后时间不超过 10^{-8} 秒。

以上各点, 是无法用电磁波理论来解释的。因为按照电磁波理论, 电子从波阵面连续地获得能量, 获得能量的大小应当与光的强度有关, 与光照射的时间长短有关, 而与频率无关, 因此, 对于任何频率的光, 只要有足够的光强度或足够的照射时间, 总会发生光电效应。这些结论与实验结果直接相矛盾。

二、光子的概念

在普朗克理论中, 只考虑了器壁上“谐振子”能量的量子化, 但对空腔内电磁辐射的处理, 还是用了麦克斯韦理论。就是说, 空腔内的电磁场在本质上还是连续的, 只是当它们与器壁振子发生能量交换时, 电磁能量才显示出不连续性来。这种观点还是不彻底的, 因此解释不了光电效应的实验结果。1905年爱因斯坦在普朗克量子假说的基础上, 提出了光量子学

说，认为光具有粒子性，即辐射本身也是量子化的，这样一份一份光的电磁辐射，称之为“光量子”，简称“光子”。空腔内处于平衡态的“黑体辐射”，可以看作是处于热平衡状态的一种“光子气”，无数光子进行着完全混乱的热运动。根据这种观念，可顺利地推出普朗克公式。在经典物理学中，电磁波的能量与振幅平方成正比；而在光量子理论中，一个波长为 λ 的光子（频率为 ν ）的能量却决定于频率（或波长）：

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda} = \frac{1.24 \times 10^4}{\lambda} \text{ (eV) } . \quad (1.2-1)$$

所以，不同频率的光子具有不同的能量。

按照光量子理论就很容易解释光电效应。投射到金属表面的光子被电子捕获，一个电子吸收一个光子的能量 $h\nu$ ，这时光子的能量一部分转换为光电子的初始动能 $\left(\frac{1}{2}mv^2\right)$ ；另一部分消耗于光电子在金属表面逸出时克服物体束缚力所做的功——逸出功。按照能量守恒与转换定律得到：

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + W_0 . \quad (1.2-2)$$

(1.2-2) 式称为爱因斯坦的光电效应方程。它说明了光电子的动能与入射光频率 ν 的线性关系。当光的频率 ν 增高时，每个光子的能量就增加，因而释放出来的电子的最大动能也随之增加；当光照射到物体上时，光子的全部能量就一次地被原子所吸收，不需要积累时间，所以，光电效应的时间是很短的；关于截止频率的解释，可以这样考虑：

$$\text{令} \quad K_{\max} = \frac{1}{2}mv^2, \quad W_0 = h\nu_0,$$

则 (1.2-2) 式可写为：

$$K_{\max} = h\nu - h\nu_0$$

$$\text{即} \quad K_{\max} = h(\nu - \nu_0) . \quad (1.2-3)$$

可见，当 $\nu = \nu_0$ 时， $K_{\max} = 0$ ，这时捕获的光子能量刚好使电子能够克服金属表面的束缚而逸出。而当 $\nu < \nu_0$ 时， $K_{\max} < 0$ ，就不能产生光电效应。这说明产生光电效应的金属具有截止频率。

光子假说圆满地解释了光电效应，这是由光子的基本性质所决定的。光子和其它基本粒子一样，具有能量、动量和质量。它的粒子属性（能量、动量、质量等）和波动性（频率、波矢、偏振等）密切相关，并可归纳如下：

(1) 光子的能量 ε 与光波频率 ν 对应，即

$$\varepsilon = h\nu . \quad (1.2-4)$$

(2) 光子具有运动质量 m ，并可表示为：

$$m = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} , \quad (1.2-5)$$

光子的静止质量 $m_0 = 0$ ，（可由相对论， $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v}{c}}}$ 证明）。

(3) 光子的动量 P 与单色平面光波的波矢 k 对应，即

$$P = mc n_0 = \frac{h\nu}{c} n_0 = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} n_0 = \hbar k, \quad (1.2-6)$$

式中, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda} n_0$, n_0 为光子运动方向 (平面光波传播的方向) 上的单位矢量。

(4) 光子具有两种可能的独立偏振状态, 并分别对应于光波场的两个独立偏振方向。

(5) 光子具有自旋, 并且自旋量子数为整数。

以上所分析的五点, 揭示了光的粒子性, 而在某些情况下, 如光的干涉、衍射等现象又表明光有明显的波动性。因此, 光具有波动性和粒子性相互并存的性质, 这就是所谓的“光的波粒二象性”。这一性质由光的能量和动量的两个公式即 $E = h\nu$ 和 $P = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$ 清楚地表示出来。等号左边表示光的粒子性, 等号右边表示波动性质, 两者通过普朗克常数 h 联系起来。

§ 1-3 辐射理论

一、原子结构和能级

我们知道, 分子是由原子组成的, 原子是由原子核和电子组成的。原子核带有正电荷, 几乎占有原子的全部质量, 电子带有负电荷, 绕原子核旋转, 这是1911年卢瑟福根据他对 α 粒子散射实验提出来的。但是, 这个原子结构模型与经典的电磁波理论相矛盾。经典理论认为: 电子绕原子核转动, 会辐射出电磁波(光)来, 电子的能量逐渐减少, 转动的半径也越来越小, 但这与实际事实不符。

1916年玻尔把爱因斯坦的光子学说应用于卢瑟福的原子模型, 提出了新的假设:

(1) 原子中的电子可沿某些稳定的轨道旋转, 而不辐射能量。按照这条假设, 每个原子都有某些确定的稳定状态, 并对应有确定的能量 E_n 。这称为定态条件。

(2) 原子核外的电子, 不能任意地自由分布, 它绕原子核旋转的轨道是一定的。电子绕核旋转的角动量是不连续的, 而是量子化的, 即电子的轨道角动量 (或动量矩) L 要满足量子化条件:

$$L = m\omega r^2 = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar, \quad (1.3-1)$$

式中, ω 为电子绕核旋转的角频率; r 为电子离核的距离; n 是正整数, 称为量子数;

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

(3) 一个原子从一个特定的较高 (或较低) 状态跃迁到另一个能量较低 (或较高) 的特定状态时, 伴随着要发射 (或吸收) 一个光子, 这个光子的能量等于跃迁前后两个能量 (E_n 与 $E_{n'}$) 的差, 频率由 $h\nu = E_n - E_{n'}$ 式给出, h 为普朗克常数。

例如, 波长为 0.6μ 的橙色光子, 它的频率 ν 由下式给出:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \times 10^8 \text{ m/s}}{6000 \times 10^{-10} \text{ m}} = 5 \times 10^{14} / \text{s}.$$

对应光子的能量是，

$$E = h\nu = (6.62 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}) \times (5 \times 10^{14} / \text{s}) \\ = 3.31 \times 10^{-19} \text{J} = 2.07 \text{eV}。$$

于是，这个光子必然是原子在能量差 $E_n - E_{n'} = 2.07 \text{eV}$ 的两个能态之间发生跃迁时发射出来的。

同样地，如果外来光子的能量 $h\nu$ 恰好等于两个能级的能量差，原子就可以吸收这个光子的能量，并从低能级跃迁到高能级。外来光子的频率为：

$$\nu_{n,n'} = \frac{E_n - E_{n'}}{h}， \tag{1.3-2}$$

也称为频率条件。

当原子中的电子从某一轨道跃迁到另一轨道时，电子的能量就要发生变化，这个能量的变化就反映为整个原子能量的变化。由于电子运动的轨道是不连续的，因此原子的能量也是不连续的（这是微观粒子运动的一个重要特性），即原子的能量只能取 E_1 、 E_2 、 E_3 、……、 E_n 等一系列特定的量值，这些量值就称为原子系统的能级。能级的量子化，可以用能级图表示出来，如图1-4所示。图中的水平线表示原子可能存在的一系列能量状态，横线之间的垂直距离表示这些状态中原子具有的能量。其中最低的能级称为“基态”，如图中的 E_1 。基态以上的高能级称为“激发态”，如图中的 E_2 、 E_3 、……、 E_n 。当原子从低能级跃迁到高能级时，就要从外界吸收能量。反之，从高能级跃迁到低能级时，就要释放出能量。如果原子在跃迁过程中，能量是以光的形式辐射出来，则就称为“辐射跃迁”。只有在原子的两个能级间满足跃迁选择定则时，才能发生辐射跃迁。当能量不是以光的形式释放出来，而是通过与外界碰撞等过程来进行能量交换（如变成热能等），从而从一个能级变到另一个能级，则称为“无辐射跃迁”。

顺便指出：分子的能级结构比原子能级要复杂得多，分子的能量状态（能级）除电子的运动能级外，还包括有分子的振动能级和转动能级，它们都是量子化的。所以三者中任一能级发生变化，都会使整个分子的能量发生变化。

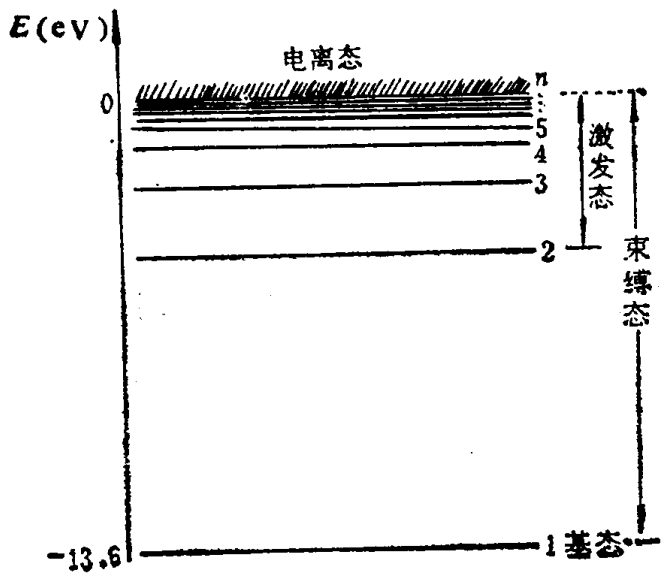


图1-4 氢原子能级图

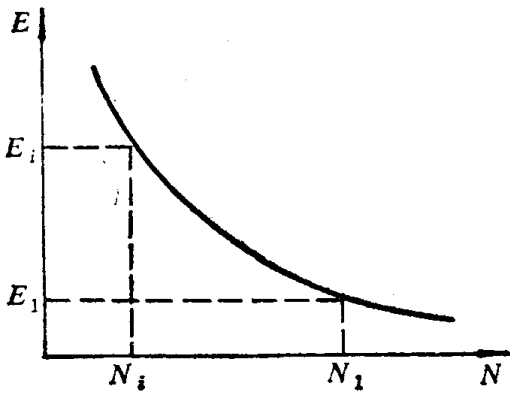


图1-5 玻尔兹曼分布律

二、玻尔兹曼分布律及粒子数反转分布

如果原子体系处在一个封闭的容器中，大量同类气体原子在运动过程中会互相碰撞而交换能量。经过一段时间后，若没有外界的影响，原子体系的温度将达到某一定值，且保持不变，我们称该原子体系达到了热平衡状态。这时，原子数目按能级的分布将趋于稳定，或者说达到了平衡。根据统计理论，这种平衡分布服从玻尔兹曼分布律。设 N_i 和 N_1 分别表示热平衡状态下低能级和高能级的粒子数，则其数学表达式可写为，

$$\frac{N_i}{N_1} = e^{-\frac{E_i - E_1}{kT}}, \quad (1.3-3)$$

式中， $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ （称为玻尔兹曼常数）； T 为原子体系的绝对温度。玻尔兹曼分布律也可用如图 1-5 所示的曲线表示。由于 $E_i > E_1$ ，故 $E_i - E_1 > 0$ ，绝对温度是正数， $kT > 0$ ，因而 $\frac{E_i - E_1}{kT} > 0$ ，于是 $(N_i/N_1) = e^{-\frac{E_i - E_1}{kT}} < 1$ ，即 $N_i < N_1$ 。由此可

以得出结论：在通常情况下，原子体系总是处于热平衡状态，上能级的原子数总是比下能级的原子数少，能级越高，在该能级上的原子数越少，所以处在基态上的原子数最多。这样，我们在日常生活中所能观察的现象是：当光通过透明介质时，由于下能级的原子数多于上能级，所以，原子向上跃迁多，光总是被吸收而逐渐减弱，而不会被放大逐渐增强。

如果采用某种方法，在一种特定条件下，获得 $N_i > N_1$ 的状态，在这种分布的原子系统中，就可以使受激辐射超过吸收，使光得到放大（成为有增益的介质）。这种分布状态通常称为“粒子数反转”或“集居数反分布”。显然，粒子数反转只有在外界条件的作用下，也就是外界向原子系统通过特定方法不断输入能量的情况下才能发生。或者说，粒子数反转只能在非热平衡状态下才能产生。而且这种状态是不稳定的，一旦没有外界的作用就会很快地回到正常的玻尔兹曼分布状态。粒子数反转是产生激光的重要条件。

三、光的辐射和吸收

1917年爱因斯坦从辐射与原子相互作用的量子论观点出发，提出光与物质相互作用包含原子的自发辐射跃迁、受激辐射跃迁和受激吸收跃迁三个过程。尽管爱因斯坦当时提出的理论带有假设性质，但这一假设在近代的微波量子放大器和激光器中得到了实现。

1. 光的自发辐射

为了便于分析问题，在原子系统的许多能级中，我们只考虑两个能级 1 和 2，它们的能量分别为 E_1 和 E_2 （ $E_1 < E_2$ ）。原子从能量较高的能级 E_2 自发地衰变到能量较低的能级 E_1 时，会发射出频率为 ν_{21} 的光子。跃迁过程中原子释放的能量必定是两个能级的能量差（ $E_2 - E_1$ ）。如果这些能量以电磁波的形式释放出来，就称为自发辐射，如图 1-6 (a) 所示。辐射波的频率 ν 由下式给出，

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}。$$

注意，自发辐射仅仅是原子衰变的两种可能方式之一。原子也有可能以一种无辐射方式发生

衰变, 这时能量差 ($E_2 - E_1$) 将以某种非电磁辐射的形式释放出来 (例如, 可以变为周围分子的动能)。

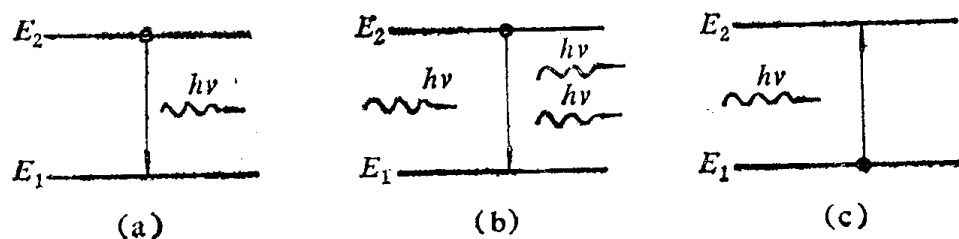


图1-6 原子的辐射和吸收

自发辐射过程可以用自发辐射速率来描述。设有一粒子系统, 其中粒子的 E_2 和 E_1 能级间满足跃迁定则 (允许跃迁)。用 N_2 表示处于 E_2 能级的粒子密度 (单位体积内的粒子数), 在单位体积内, 由 E_2 自发跃迁到 E_1 的粒子数 dN_{21} 与 N_2 和 dt 成正比, 即

$$dN_{21} = A_{21} N_2 dt, \quad (1.3-4)$$

式中, A_{21} 为自发辐射几率 (也称爱因斯坦自发辐射系数), 是粒子 (原子、离子、分子等) 能级系统的一个特征参数。

(1.3-4) 式可写成

$$A_{21} = \frac{dN_{21}}{N_2 dt}. \quad (1.3-5)$$

从物理意义上讲, A_{21} 即为单位时间、单位体积内发生自发辐射的粒子数占 E_2 能级总粒子数的比。或者说, A_{21} 为每个处于 E_2 能级上的粒子, 在单位时间内自发跃迁到 E_1 上的几率。自发辐射跃迁只与原子体系本身性质 (涉及到跃迁的特定能级) 有关, 而与辐射场无关, 因此, A_{21} 只决定于原子本身的性质。

若在 $t = 0$ 时刻, E_2 上的数目为 N_{20} 的粒子仅通过自发辐射跃迁到 E_1 上, 则 E_2 上的粒子数 $N_2(t)$ 与时间间隔 dt 的关系为:

$$dN_2(t) = -dN_{21} = -A_{21} N_2(t) dt,$$

积分得

$$\int \frac{dN_2(t)}{N_2(t)} = -A_{21} \int dt;$$

利用初始条件 $N_2(0) = N_{20}$, 上式变为:

$$N_2(t) = N_{20} e^{-A_{21} t}. \quad (1.3-6)$$

(1.3-6) 式示出 E_2 上的粒子数由于自发辐射而随 t 的变化呈指数减少。

由于自发辐射过程中, 每个粒子辐射一个能量为 $E = h\nu = E_2 - E_1$ 的光子。因此, 自发辐射功率为:

$$I(t) = h\nu \frac{dN_{21}}{dt} = h\nu A_{21} N_2(t) = h\nu A_{21} N_{20} e^{-A_{21} t} \quad (1.3-7)$$

令 $t = 0$ 时的光强为 I_0 , 则有

$$I(t) = I_0 e^{-A_{21} t}. \quad (1.3-8)$$

上式说明, 自发辐射光强度随 t 的变化呈指数衰减。其原子在 E_2 能级上停留的时间, 即寿命 τ 与自发辐射跃迁几率 A_{21} 的关系为: